

# МАТЕРИАЛОВЕДЕНИЕ И ТЕХНОЛОГИЯ. ДИЭЛЕКТРИКИ

УДК 621.318

## ФОРМИРОВАНИЕ БИДОМЕННОЙ СТРУКТУРЫ В ПЛАСТИНАХ МОНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ СЕГНЕТОЭЛЕКТРИКОВ СТАЦИОНАРНЫМ РАСПРЕДЕЛЕНИЕМ ТЕМПЕРАТУРНЫХ ПОЛЕЙ

© 2013 г. А. С. Быков, С. Г. Григорян, Р. Н. Жуков, Д. А. Киселев,  
И. В. Кубасов, М. Д. Малинкович, Ю. Н. Пархоменко  
Национальный исследовательский  
технологический университет «МИСиС»

Предложен метод создания бидоменной структуры в пластинах монокристаллов ниобата лития, основанный на формировании стационарных тепловых потоков и, следовательно, стационарном распределении температуры, за счет поглощения светового излучения в предварительно «зачерненных» образцах. Из решения уравнения теплопроводности при наличии распределенного внутреннего источника тепла найдены условия, при которых формируется двухсторонний градиент температур, необходимый для создания доменов с разнонаправленными векторами поляризации. Показано, что положение междоменной границы определяется безразмерными параметрами, характеризующими условия теплоотвода и вхождения световых потоков с обеих сторон пластины. По предложенной методике получена бидоменная структура в пластинах монокристаллов ниобата лития с четко выраженной междоменной границей.

**Ключевые слова:** бидоменная структура, монокристалл ниобата лития, нагрев световым излучением, стационарные тепловые потоки, электромеханические актюаторы

### Введение

В качестве рабочих элементов электромеханических актюаторов, предназначенных для позиционирования в нано- и микродиапазонах, используют, как правило, цилиндры, стержни и пластины из пьезокерамики на основе цирконата-титаната свинца (**PZT**) с незначительными добавками других металлов. Эти материалы обладают большими значениями продольных и поперечных пьезоэлектрических модулей, что позволяет осуществлять позиционирование при относительно низких управляющих напряжениях. Однако для них характерны большой гистерезис (от 15 % и более), невысокая температура Кюри и узкий температурный интервал применения, существенная зависимость пьезоэлектрических модулей от температуры и напряженности электрического поля, а также ползучесть и заметный эффект старения [1]. Альтернативой пьезокерамике могут быть рабочие элементы из монокристаллов, например, ниобата лития, у которых гистерезис пьезоэффекта практически отсутствует, а температура

Кюри превышает 1000 °С [2]. Вместе с тем значения пьезоэлектрических модулей как у ниобата лития, так и у других монокристаллических сегнетоэлектриков значительно меньше (как минимум на порядок), чем у пьезокерамики. Поэтому для создания сопоставимых продольных или поперечных деформаций требуется намного большая напряженность электрического поля.

Ранее [3] была высказана идея увеличить электромеханическую передачу рабочих элементов актюаторов за счет формирования бидоменной структуры в пластине ниобата лития, т. е. создавать биморфы и использовать их изгибную деформацию. Речь шла о создании бидоменной структуры в образцах относительно больших размеров: до 2 мм толщиной и несколько десятков миллиметров длиной. Такая задача является нетривиальной, технологически сложной и поэтому до настоящего времени не получила удовлетворительного решения.

В работах [4—7] было предложено несколько вариантов создания бидоменной структуры в пластинах монокристаллов ниобата лития, в

числе которых процесс электротермической высокотемпературной обработки объемных образцов в градиентном температурном поле [4], отжиг в неоднородном электрическом поле при температуре сегнетоэлектрического фазового перехода [5], метод импульсного светового отжига [6]. Каждый из этих методов имеет свою область применения, а их общим недостатком является невозможность сформировать бидоменную структуру в пластине ниобата лития, имеющей геометрические размеры одновременно более 1 мм по толщине и более 15—20 мм по длине.

При охлаждении от температуры  $T$ , превышающей  $T_C$  (точка Кюри), до температуры ниже  $T_C$  формируется сегнетоэлектрическая фаза, вектор поляризации которой направлен в сторону понижения температуры [7]. Это означает, что создание неоднородного температурного поля с управляемым распределением температуры позволит получить структуры с разнонаправленными (навстречу друг другу или в разные стороны) векторами поляризации.

Ниже предложен метод создания бидоменной структуры, основанный на формировании стационарных тепловых потоков и, следовательно, стационарном распределении температуры за счет поглощения светового излучения в пластинах предварительно «зачерненных» монокристаллов ниобата лития.

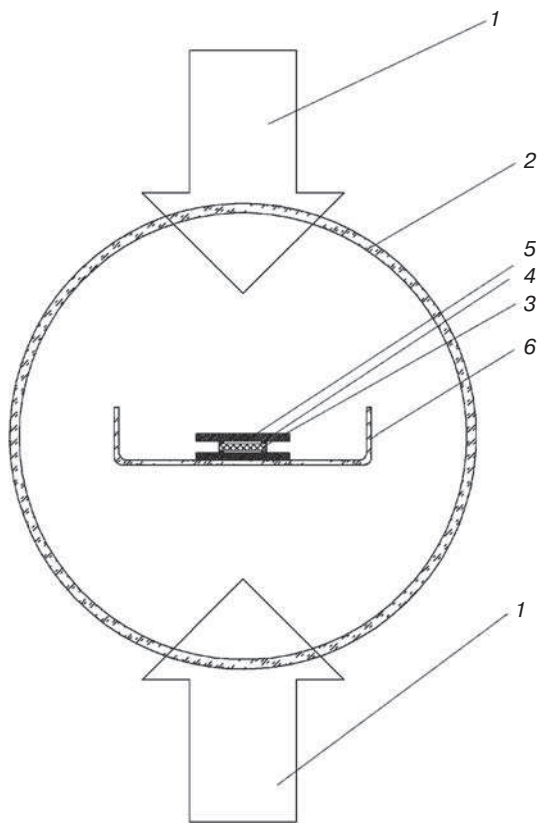


Рис. 1. Схема нагрева световым излучением:  
1 — потоки света; 2 — кварцевая рабочая камера; 3 — сапфировые пластины; 4 — сапфировые бруски; 5 — образец (пластина)  $\text{LiNbO}_3$ ; 6 — кварцевый держатель

### Схема формирования температурных полей

Для создания температурных полей, способствующих управляемому неоднородному распределению температуры в пластине ниобата лития, использовали установку, позволяющую нагревать светом в атмосфере азота пластины толщиной до 2 мм. Образец ниобата лития помещали между стопами сапфировых пластин, с помощью которых регулировали относительную мощность световых потоков, падающих сверху и снизу, за счет френелевского отражения (рис. 1).

Сапфировые бруски толщиной  $\approx 0,5$  мм, которые подкладывали между образцом и пластинами, предназначены для предотвращения эффекта нагрева контактного слоя. Степень нагрева пластины (образца) зависит от ее прозрачности. Для создания нужного коэффициента поглощения света пластину ниобата лития предварительно подвергали термообработке в атмосфере азота при температуре до  $1000^\circ\text{C}$ . Образующиеся при такой обработке центры окраски создают в ближней ИК- и в видимой области спектра коэффициент поглощения  $\alpha \sim 10\div 100\text{ см}^{-1}$ . Такой способ обеспечивает нагрев образца и распределение температуры по толщине только за счет выделения тепла внутри пластины.

### Расчет распределения температуры по толщине пластины, поглощающей световое излучение: решение стационарной задачи

При характерных размерах пластин, подвергаемых тепловой обработке,  $l/b \approx 5 \cdot 10^{-2}$  ( $l = 10^{-1}$  см,  $b \approx 2\div 4$  см — толщина и ширина пластины соответственно), можно пренебречь краевыми эффектами и считать распределение температуры по толщине одномерным. Рассмотрим тонкую пластину, нагреваемую с обеих сторон светом от одного источника, мощность которого на входе в пластину ослабляется по-разному за счет сапфировых пластин (см. рис. 1). Соответствующая схема представлена на рис. 2, где  $l$  — толщина пластины  $\text{LiNbO}_3$ , координата  $x$  направлена вдоль оси, по которой световые потоки  $\Phi_1$  и  $\Phi_2$  входят в пластину в точках  $x = 0$  и  $x = l$ . Тепло  $W$  ( $\text{Вт/см}^3$ ), выделяемое в единице объема, будем считать распределенным по экспоненциальному закону с коэффициентом поглощения  $\alpha$ :

$$W = \alpha(\Phi_1 e^{-\alpha x} + \Phi_2 e^{-\alpha l} e^{\alpha x}). \quad (1)$$

Стационарное дифференциальное уравнение теплопроводности, соответствующее источнику (1), имеет вид

$$\frac{d^2 T}{dx^2} + \frac{\alpha}{\lambda}(\Phi_1 e^{-\alpha x} + \Phi_2 e^{-\alpha l} e^{\alpha x}) = 0. \quad (2)$$

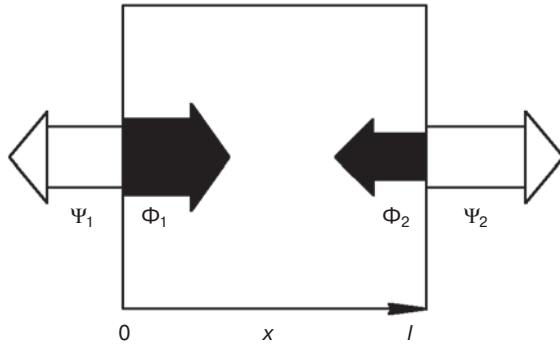


Рис. 2. Схема распределения световых и тепловых потоков в образце по толщине пластины, поглощающей световое излучение:  
 $\Phi_1, \Phi_2$  — световые потоки входящие в пластину в точках  $x = 0$  и  $l$ ;  $\Psi_1, \Psi_2$  — тепловые потоки, выходящие из нее в точках  $x = 0$  и  $l$ ;  $l$  — толщина пластины.  
 Точки 0 и  $l$  соответствуют верхней и нижней плоскостям пластины (см. рис. 1).  
 Отношения  $\Phi_1/\Phi_2 = k$  и  $\Psi_1/\Psi_2 = 1 - k$  можно изменять экспериментально независимо друг от друга

Будем считать, что мощности световых потоков на входе слева ( $x = 0$ ) и справа ( $x = l$ ) отличаются в  $k$  раз:

$$\Phi_2 = k\Phi_1. \quad (3)$$

Тогда уравнение (2) перепишем в виде

$$\frac{d^2T}{dx^2} + \frac{\alpha}{\lambda}\Phi_1(e^{-\alpha x} + ke^{-\alpha l}e^{\alpha x}) = 0. \quad (4)$$

Решение уравнение (4) имеет вид

$$T = -\frac{\Phi_1}{\alpha\lambda}e^{-\alpha x} - \frac{1}{\alpha\lambda}ke^{-\alpha l}e^{\alpha x} + \frac{\Phi_1}{\lambda}C_1x, \quad (5)$$

где  $C_1, C_2$  не зависят от  $x$ . Поскольку граничные условия в точках  $x = 0$  и  $l$  соответствуют потоку тепла, выходящему из пластины, нагретой сильнее окружающей среды,  $T(x)$  имеет максимум в некоторой точке  $0 < x_0 < l$ , для которой справедливо соотношение

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{\Phi_1}{\lambda}(e^{-\alpha x_0} - ke^{-\alpha l}e^{\alpha x_0} + C_1) = 0. \quad (6)$$

Таким образом, используя уравнение (6), в дальнейшем в качестве постоянной, соответствующей выражению (4), примем координату  $x_0$  точки максимума, которая будет зависеть от граничных условий, накладываемых на (4). С учетом формулы (6) решение уравнения (4) примет вид

$$T = -\frac{\Phi_1}{\lambda}e^{-\alpha x} - \frac{1}{\alpha\lambda}k\Phi_1e^{-\alpha l}e^{\alpha x} + (ke^{-\alpha l}e^{\alpha x_0} - e^{-\alpha x_0})x + C_2. \quad (7)$$

Уравнение (7) содержит две постоянные, одна из которых выражается через  $x_0$ . Вторая постоянная  $C_2$  нам не понадобится, поскольку в данной постановке мы не решаем краевую задачу для дифференциального уравнения второго порядка и распределение температуры представляет интерес с точностью до

постоянной величины. Для определения координаты  $x_0$  отметим, что плотности тепловых потоков, выходящих из пластины в точках 0 и  $l$ , в общем случае отличаются друг от друга. Для определенности примем, что поток, выходящий справа ( $x = l$ ), больше, чем слева ( $x = 0$ ), по каким-либо причинам (несимметричное расположение пластины, вынужденная или естественная конвекция и т. п.). Соответствующую связь между градиентами температуры можно записать как

$$\left|\frac{dT}{dx}\right|_l = \frac{1}{1-k_1} \left|\frac{dT}{dx}\right|_0, \quad (8)$$

где  $k_1 < 1$ . Подставив в (8) выражение (7) для  $T(x)$ , получим уравнение для определения  $x_0$ :

$$k + e^{-\alpha l} + ke^{-\alpha l}e^{\alpha x_0} - e^{-\alpha x_0} = (1-k_1)(k + e^{-\alpha x_0} - e^{-\alpha l} - ke^{-\alpha l}e^{\alpha x_0}). \quad (9)$$

При  $k_1 = 0$  получим равенство тепловых потоков, а при  $k = 1$  — равенство световых потоков в точках 0,  $l$ . Для определения  $x_0$  рассмотрим случай сильного поглощения света  $\alpha l \gg 1$ , который реализуется при условиях  $\alpha \geq 10^2 \text{ см}^{-1}$ ,  $l \geq 10^{-1} \text{ см}$ , характерных для описанных ниже технологических параметров. Поскольку

$$e^{-\alpha l}e^{\alpha x_0} = \left[ e^{\alpha l(1-\frac{x_0}{l})} \right]^{-1} \ll 1 \text{ при } 0 < \frac{x_0}{l} < \frac{1}{2};$$

$$e^{-\alpha l} \ll 1,$$

то уравнение (9) перепишем в виде

$$(2-k_1)e^{-\alpha x_0} + k(1-k_1) - 1 = 0. \quad (10)$$

При  $k_1 \ll 1$  (выходящие потоки тепла слабо отличаются друг от друга),  $k \ll 1$  (освещение сильно неравномерно) получим в первом порядке по  $k_1$  и  $k$

$$\alpha x_0 = \ln 2 - \frac{1}{2}k_1 + k. \quad (11)$$

Из выражения (11) видно, что при увеличении теплового потока, выходящего справа, точка  $x_0$  смещается влево ( $x_0$  уменьшается с ростом  $k_1$ ). Увеличение светового потока, входящего справа приводит к смещению точки  $x_0$  влево (рис. 3). Таким образом, меняя относительные условия теплоотвода ( $k_1$ ) и вхождения световых потоков ( $k$ ) с обеих сторон, можно сдвигать точку максимума  $x_0$  влево или вправо. Перепад температур происходит в основном на участке  $x_0l$ , удовлетворяя условию  $[T(x_0) - T(0)] \times [T(x_0) - T(l)]^{-1} \ll 1$ . Для уточнения физического смысла величины  $k_1$  рассмотрим относительную разность тепловых потоков  $\Psi_1$  и  $\Psi_2$ , выходящих слева и справа (см. рис. 2):

$$\Delta = \frac{|\Psi_2| - |\Psi_1|}{|\Psi_1| + |\Psi_2|} = \frac{1}{2}k_1, \quad (12)$$

при  $k_1 \ll 1$ . Таким образом,  $1/2k_1$  равно отношению разности тепловых потоков, покидающих пластину слева и справа, к суммарному потоку, выходящему из пластины. Для оценки  $k_1$  рассмотрим условия теплообмена в точках  $x = 0$  и  $x = l$ . Характерный градиент температуры вдоль оси  $x$  внутри пластины не должен превышать 200 К/см, иначе это может привести к механическим повреждениям. Поток тепла внутри пластины  $\Psi_{пл}$ , обеспечиваемый этим градиентом, равен

$$\Psi_{пл} = \lambda_{\text{LiNbO}_3} \frac{\Delta T}{\Delta x} = 5 \cdot 10^{-2} \cdot 2 \cdot 10^2 \frac{\text{Вт} \cdot \text{К}}{\text{см} \cdot \text{К} \cdot \text{см}} = 10 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2},$$

где  $\lambda_{\text{LiNbO}_3} = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{К})$  — коэффициент теплопроводности  $\text{LiNbO}_3$ ;  $\Delta T/\Delta x \approx 200 \text{ К}/\text{см}$  — характерный градиент температуры в пластине. Это количество тепла должно отводиться от образца излучением и теплопроводностью. Проведем оценки соответствующих потоков тепла по обоим механизмам

$$\Psi_{\text{изл}} = \sigma T_0^4 = 6 \cdot 10^{-12} \cdot 1400^4 \frac{\text{Дж} \cdot \text{К}^4}{\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{К}^4} \approx 20 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2};$$

$$\Psi_T = \Delta T \left( \frac{l_{\text{а.з.}}}{\lambda_{\text{а.з.}}} + \frac{l_i}{\lambda_i} \right)^{-1} < \Delta T \frac{\lambda_{\text{а.з.}}}{l_{\text{а.з.}}} = \frac{10^3 \cdot 2 \cdot 10^{-4}}{10^{-1}} \frac{\text{К} \cdot \text{Вт}}{\text{см} \cdot \text{см} \cdot \text{К}} = 2 \frac{\text{Вт}}{\text{см}^2},$$

где  $\Psi_{\text{изл}}$ ,  $\Psi_T$  — плотности потоков тепла, отводимых излучением и теплопроводностью,  $\sigma = 6 \times 10^{-12} \text{ Дж}/(\text{см}^2 \cdot \text{с} \cdot \text{К})$  — постоянная Стефана—Больцмана,  $\Delta T = 10^3 \text{ К}$  — характерный перепад температур между образцом и внешней поверхностью кварцевой трубки (см. рис. 1), имеющей комнатную температуру;  $l_{\text{а.з.}} = 0,1 \text{ см}$  — зазор (атмосфера азота) между первой отражательной пластиной и образцом;  $l_i/\lambda_i$  — отношение толщин сапфировых пластин к коэффициенту теплопроводности сапфира (см. рис. 1),  $T_0 = 1400 \text{ К}$  — характерная температура пластины (порядка  $T_C \text{ LiNbO}_3$ ),  $\lambda_{\text{а.з.}} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ Вт}/(\text{см} \cdot \text{К})$  — коэф-

фициент теплопроводности азота при атмосферном давлении. Поскольку  $\Psi_{пл} \approx \Psi_{\text{изл}} \gg \Psi_T$ , то при оценках тепловых потоков, выходящих из образца, теплопроводностью можно пренебречь.

Переходя непосредственно к оценке  $k_1$ , имеем из выражения (12):

$$\frac{1}{2}k_1 = \frac{\sigma(T_0 + \Delta T)^4 - \sigma T_0^4}{\sigma(T_0 + \Delta T)^4} \approx 2 \frac{\Delta T}{T_0},$$

где  $\Delta T$  — разность температур в точках  $x = 0$  и  $l$ ;  $\Delta T = (\Delta T/\Delta x) \cdot \Delta x \approx 2 \cdot 10 \text{ К}$ ;  $T_0 = 1400 \text{ К}$ .

Откуда

$$k_1 = 4 \frac{\Delta T}{T_0} \leq 6 \cdot 10^{-2}. \quad (13)$$

**Влияние граничных условий на профиль распределения температуры.** Выше (см. уравнение (11)) было показано, что при малой относительной разности тепловых потоков можно управлять профилем распределения температуры по толщине пластины, меняя  $k_1$ . Зависимость  $x_0$  от соотношения тепловых потоков слева и справа имеет место и в общем случае. Используя стационарное уравнение теплопроводности с произвольным источником тепла, можно легко показать, что увеличение потока тепла, выходящего слева, происходит за счет сдвига точки  $x_0$  вправо, обеспечивающего уменьшение потока, выходящего справа. Таким образом, выводы, сделанные ранее (11) относительно управления точкой  $x_0$  (см. рис. 3), справедливы для произвольного стационарного распределения температуры, создаваемого внутренним источником.

**Несимметричный нагрев.** Для технологии представляет интерес полностью односторонний нагрев пластины ( $k = 0$ ), достигаемый сильным ослаблением (или полным отсутствием) светового потока, входящего в точку  $x = l$ . Пренебрегая разницей выходящих тепловых потоков на края ( $k_1 \ll 1$ , см. выражение (13)), получим из уравнения (9) при  $k_1 = 0$ ,  $k = 0$

$$e^{-\alpha x_0} = \frac{1}{2}(1 + e^{-\alpha l}). \quad (14)$$

Переходя к безразмерным переменным, имеем

$$M = \ln 2 - \ln(1 + e^{-L}), \quad (15)$$

где  $M = x_0 \alpha$ ,  $L = l \alpha$  — безразмерные координата точки максимума и толщина образца, измеренные в единицах  $\alpha^{-1}$ .

Из формулы (15) получается асимптотическое поведение  $M(L)$  в условиях асимметричного нагрева и симметричного теплоотвода

$$M = x_0 \alpha = \frac{1}{2}L = \frac{1}{2}l \alpha,$$

$$\text{при } L \ll 1; M = \ln 2, \text{ при } L \gg 1. \quad (16)$$

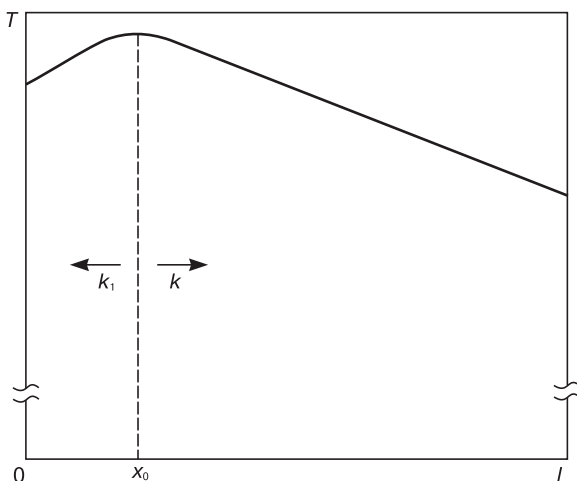


Рис. 3. Распределение температуры  $T$  по толщине пластины



Первое из двух равенств системы (16) означает, что при слабом поглощении максимум находится по середине пластины, а второе — что при сильном поглощении  $x_0 l^{-1} = (\alpha l)^{-1} \ln 2 \ll 1$  максимум смещается к началу координат.

**Оценка градиента температуры на краях пластины по заданному световому потоку.** Поскольку основным инструментом для создания доменной структуры служит градиент температуры, то представляет интерес его оценка. На входе ( $x = 0$ ) и выходе светового излучения ( $x = l$ ) из пластины получим, используя формулу (7),

$$\frac{dT}{dx} = \frac{\Phi_1}{\lambda} (e^{-\alpha x} - e^{-\alpha x_0}). \quad (17)$$

При  $x = 0$ ,  $\Phi_1 = 20 \text{ Вт/см}^2$ ,  $\alpha = 10^2 \text{ см}^{-1}$ ,  $l = 10^{-1} \text{ см}$ ,  $\lambda = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$  имеем из уравнений (16) и (17) для сильного поглощения  $L = l\lambda = 10 \gg 1$

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_0 = \frac{20}{5 \cdot 10^{-2}} (1 - e^{-\ln 2}) = \frac{1}{2} \Phi_1 \lambda^{-1} = 200 \text{ К} \cdot \text{см}^{-1};$$

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_l = \frac{1}{2} \frac{\Phi_1}{\lambda}. \quad (18)$$

Заметим, что сумма тепловых потоков, выходящих слева и справа, равна световому потоку на входе:

$$\Phi_1 = \lambda \left. \frac{dT}{dx} \right|_0 + \lambda \left. \frac{dT}{dx} \right|_l. \quad (19)$$

Для слабого поглощения ( $\alpha = 1 \text{ см}^{-1}$ ,  $l = 10^{-1} \text{ см}$ ) получим из уравнений (16) и (17) при  $x = 0$  и  $M = 1/2L = x_0 \alpha = 5 \cdot 10^{-2}$ ,  $\Phi_1 = 20 \text{ Вт/см}^2$ :

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_0 = \frac{\Phi_1}{\lambda} \left( 1 - e^{-\frac{1}{2}L} \right) \approx \frac{1}{2\lambda} \Phi_1 L = 20 \text{ К} \cdot \text{см}^{-2} \quad (20)$$

При  $x = l$  и  $L \ll 1$  имеем

$$\left. \frac{dT}{dx} \right|_l = \left| \frac{\Phi_1}{\lambda} \left( e^{-L} - e^{-\frac{1}{2}L} \right) \right| = \frac{1}{2} \Phi_1 L. \quad (21)$$

Суммарный поток тепловой энергии выходящей из пластины, гораздо меньше потока световой энергии  $\Phi_1$ , входящей в нее:

$$\lambda \left. \frac{dT}{dx} \right|_0 + \lambda \left. \frac{dT}{dx} \right|_l = \Phi_1 L \ll \Phi_1. \quad (22)$$

**Распределение температуры по толщине пластины при сильном поглощении.** В данной постановке абсолютное значение температуры не может быть определено, поэтому определим только разность температур между точками  $x = 0$ ,  $x = x_0$  и  $x = l$ .

Из формулы (7) имеем при  $k = 0$  (излучение вводится только в точке  $x = 0$ )

$$T(0) = -\frac{\Phi_1}{\lambda \alpha} + C_2;$$

$$T(x_0) = -\frac{\Phi_1}{\lambda \alpha} e^{-\alpha x_0} - \frac{\Phi_1 x_0}{\lambda} e^{-\alpha x_0} + C_2; \quad (23)$$

$$T(l) = -\frac{\Phi_1}{\lambda \alpha} e^{-\alpha l} - \frac{\Phi_1 l}{\lambda} e^{-\alpha x_0} + C_2.$$

Используя асимптотические соотношения (16), получим при  $\alpha l \gg 1$ ,  $\alpha x_0 = \ln 2 \approx 0,69$ ,  $e^{-\alpha x_0} = 1/2$

$$T(x_0) - T(0) = -\frac{\Phi_1}{\lambda \alpha} [e^{-\alpha x_0} (1 + \alpha x_0) - 1] =$$

$$= -\frac{\Phi_1}{\lambda \alpha} \left[ \frac{1}{2} (1 + \ln 2) - 1 \right] = 0,16 \frac{\Phi_1}{\lambda \alpha};$$

$$T(x_0) - T(l) = \frac{1}{2} \frac{\Phi_1 l}{\lambda}; \quad (24)$$

$$T(0) - T(l) = \frac{1}{2} \frac{\Phi_1 l}{\lambda}.$$

Перейдя к численным оценкам по системе уравнений (24), получим при  $\Phi_1 = 20 \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-2}$ ,  $l = 10^{-1} \text{ см}$ ,  $\lambda = 5 \cdot 10^{-2} \text{ Вт} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{К}^{-1}$ ,  $\alpha = 10^2 \text{ см}^{-1}$ ,  $\alpha l \gg 1$ ,  $T(x_0) - T(l) = 20 \text{ К}$ .

При такой разнице температур можно пользоваться приближением  $k_1 \ll 1$  (13). На рис. 3 схематично представлено распределение температуры в пластине при  $\alpha l \gg 1$ ,  $k = 0$ . Разница температур между точками  $x_0$  и 0 значительно меньше, чем для точек  $x_0$  и  $l$ . Действительно,

$$[T(x_0) - T(0)][T(x_0) - T(l)]^{-1} = 0,16(0,5\alpha l)^{-1} \ll 1.$$

Абсолютные значения  $T(x_0)$  и  $T(l)$  составляют порядка 1000 К и отличаются друг от друга на несколько десятков градусов.

**Создание доменной структуры с заданными направлениями векторов поляризации.** Для создания структуры с направленными навстречу друг другу векторами поляризации удобно использовать ассиметричный нагрев ( $k = 0$ ) с симметричными условиями потери тепла на границе ( $k_1 = 0$ ) (см. выражение (11)). Зависимость темпа нагрева в единицах мощности (температуры) от времени представлена на рис. 4.

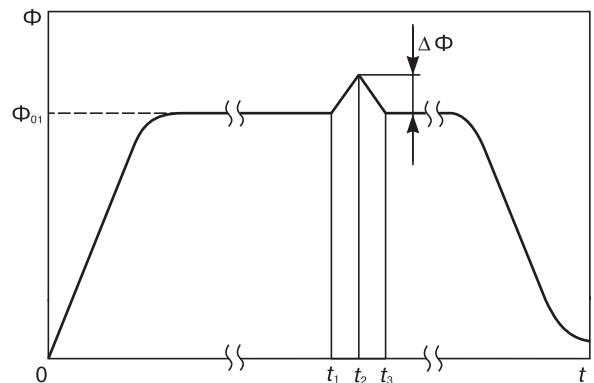


Рис. 4. Зависимость мощности освещения (нагрева)  $\Phi$  от времени  $t$

Отношение  $\Delta\Phi/\Phi_1 \leq 2\div 3\%$  (где  $\Delta\Phi$  — приращение мощности) подбирается экспериментально таким образом, чтобы в момент времени  $t_2$  температура Кюри  $T_C$  находилась в точке  $b$  (рис. 5). При  $\Phi_1 = \Phi_{01}$  в момент времени  $t = t_1$  максимальная температура образца (пластины) в точке  $x_0$  равна температуре Кюри.

При медленном нагреве пластины (понятие медленный и быстрый нагрев уточнены ниже) в некоторый момент ее максимальная температура равна  $T_C$

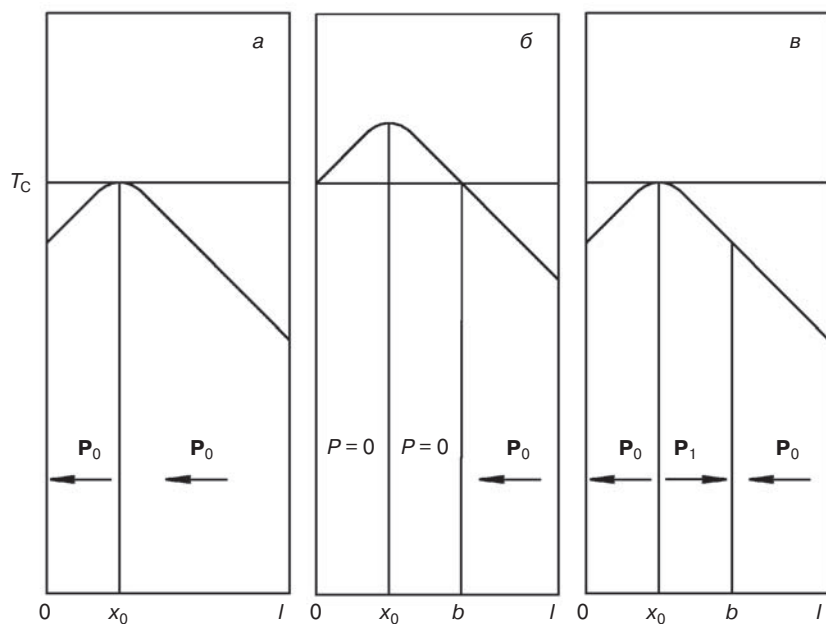


Рис. 5. Получение разнонаправленных векторов поляризации  $\mathbf{P}$  изменением температуры в соответствии с рис. 4:

а —  $T < T_C$  (рис. 6),  $t < t_1$ ;  $P = P_0$  при  $0 < x < l$ ;  
 б —  $T > T_C$  (рис. 6),  $t = t_2$ ;  $P = 0$  при  $0 < x < b$ ;  $P = P_0$ ;  $T < T_C$  при  $b < x < l$ ;  
 в —  $T < T_C$  (рис. 6),  $t = t_3$ ;  $P = P_0$  при  $0 < x < x_0$  и  $b < x < l$ ,  $P = P_1$  при  $x_0 < x < b$

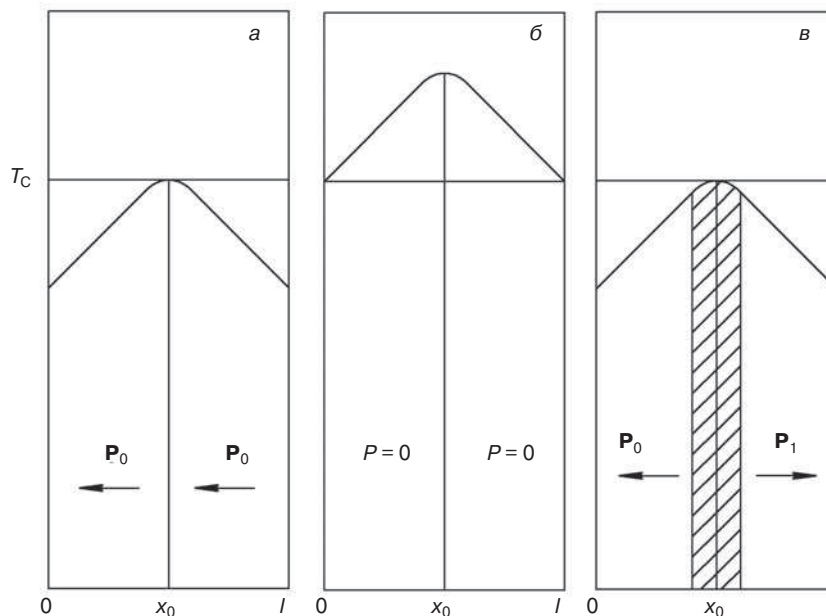


Рис. 6. Получение симметричной структуры:

а — при  $t < t_1$  (см. рис. 4)  $T \leq T_C$ ,  $P = P_0$  при  $0 < x < l$ ;  
 б — при  $t = t_2$ ;  $T \geq T_C$ ;  $P = 0$  при  $0 < x < l$ ;  
 в —  $t < t_1$ ;  $T \leq T_C$ ;  $P = P_0$  при  $0 < x < x_0$ ;  $P = P_1 - P_0$  при  $x_0 < x < l$

(см. рис. 4 и 5). Дальнейшее нагревание и охлаждение по схеме рис. 4 приводят к структуре, показанной на рис. 5, с векторами поляризации, направленными навстречу друг другу. Изменение направления вектора поляризации  $\mathbf{P}_s$  обусловлено направленностью вновь возникающего вектора в сторону уменьшения температуры. Толщина участка (см. рис. 3 и 5)  $0x_0 \ll l$ , что следует из системы уравнений (16) при  $\alpha = 10^2 \text{ см}^{-1}$ ,  $l = 10^{-1} \text{ см}$ . В результате основная часть пластины (в пренебрежении участком  $0x_0$ , на рис. 5) состоит из

двух областей:  $x_0b$  и  $bl$  с разнонаправленными векторами поляризации  $\mathbf{P}_s$ . Положение точки  $b$  подбирается экспериментально, варьированием интервалов  $(t_1, t_2)$  и  $(t_2, t_3)$  (см. рис. 4).

Распределения температуры, представленные на рис. 5, предполагают медленный нагрев в интервале  $t_1 < t < t_3$  (см. рис. 4), при котором в каждый момент успевает установиться стационарная картина. Действительно, можно оценить критерий Фурье  $F_0$  [8], характеризующий процессы нагрева и охлаждения за время  $\Delta t = t_3 - t_1$ ;

$$F_0 = \frac{a\Delta t}{l^2} = \frac{9 \cdot 10^{-3} \cdot 10}{(10^{-1})^2} = 9 \gg 1,$$

где  $a = 9 \cdot 10^{-3} \text{ см}^2/\text{с}$  — коэффициент температуропроводности  $\text{LiNbO}_3$ ;  $\Delta t = 10 \text{ с}$ ;  $l = 10^{-1} \text{ см}$ .

Таким образом, время внешнего воздействия  $\Delta t$  больше времени перестройки тепловой картины внутри системы (выполняется условие медленного нагрева и охлаждения), что обеспечивает стационарность распределения температуры. Для изменения направления векторов поляризации на противоположные следует предварительно (до момента  $t_1$ , см. рис. 4—6) получить температурное распределение, соответствующее одинаковому нагреву с обоих концов пластины  $k = 1$  (симметричный нагрев). Дальнейший нагрев и охлаждение по схеме рис. 4 приведут к структуре, показанной на рис. 6. Поскольку в точке  $x_0$  ( $dT/dx = 0$ ), то в некоторой ее окрестности граница между областями с разнонаправленными  $\mathbf{P}_s$  будет размыта в зависимости от  $dT/dx$ , что требует дополнительного теоретического и экспериментального исследования.

Создание пластины с заданным соотношением  $0x_0$  и  $x_0h$  возможно осуществлением изменения степени асимметрии охлаждения путем не-

симметричного обдува или варьированием тепловых сопротивлений для потоков, выходящих сверху и снизу, а также регулируя асимметрию нагрева за счет изменения условий отражения с обеих сторон (см. уравнение (11)).

На рис. 7 представлена бидоменная структура в пластине монокристалла ниобата лития, полученная асимметричным стационарным нагревом (см. рис. 4). Экспериментальные результаты соответствуют выполненным расчетам. Ширина междоменной границы не превышает 10 мкм.

### Заключение

Предложен метод формирования бидоменной структуры за счет поглощения световых потоков в объеме предварительно зачерненных образцов монокристаллов сегнетоэлектриков. Рассчитаны условия, при которых формируется двухсторонний градиент температур, необходимый для создания доменов с разнонаправленными векторами поляризации. Положение междоменной границы определяется безразмерными параметрами, характеризующими условия теплоотвода ( $k_1$ ) и вхождения световых потоков ( $k$ ) с обеих сторон пластины. В частности, при сильном поглощении ( $x_0 l^{-1} = (\alpha l)^{-1} \ln 2 \ll 1$ ), симметричном теплоотводе ( $k_1 = 0$ ) и асимметричном нагреве ( $k = 0$ ) бидоменная граница смещается к одной из поверхностей монокристаллической пластины. Определены условия, при которых бидоменная граница формируется в центре образца.

Разработанным методом получены бидоменные структуры в пластинах монокристаллов ниобата лития с четко выраженной междоменной границей, ширина которой не превышает 10 мкм.

Метод не накладывает ограничений на площадь междоменной границы, толщина образцов монокристаллов может достигать 2 мм. Предложенный метод применим для широкого класса монокристаллических сегнетоэлектриков.

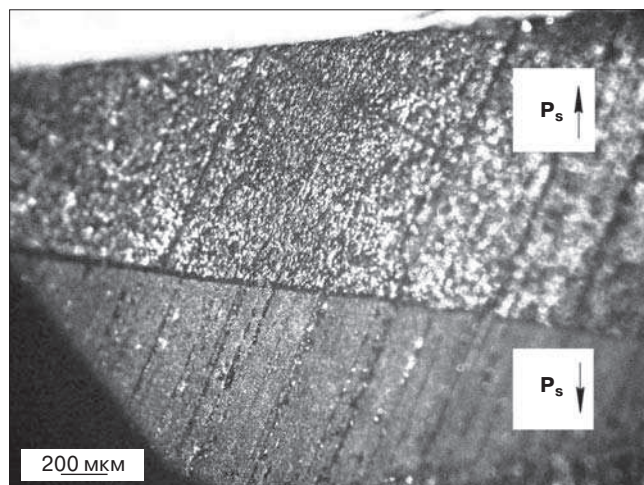


Рис. 7. Бидоменная структура в пластине монокристалла ниобата лития, полученная асимметричным стационарным нагревом.  $P_s$  — вектор поляризации домена

### Библиографический список

1. Lines, M. E. Principles and applications of ferroelectrics and related materials / M. E. Lines, A. M. Glass. — Oxford: Oxford University Press, 1977. — P. 680.
2. Nassau, K. Ferroelectric lithium niobate. 2. Preparation of single domain crystals / K. Nassau, H. J. Levinstein, G. M. Lofgren // J. Phys. Chem. Solids. — 1966. — V. 27. — P. 989—996.
3. Antipov, V. V. Application of piezoelectric monocrystals devices of exact positioning of probe microscopes / V. V. Antipov, M. D. Malinkovich, Yu. N. Parkhomenko // 4-th Int. Conf. Solid State Crystall. Book of Abstr. — Zakopane (Poland), 2004. — P. B-53.
4. Antipov, V. V. Formation of bidomain structure in lithium niobate single crystals by electrothermal method / V. V. Antipov, A. S. Bykov, M. D. Malinkovich, Y. N. Parkhomenko // Ferroelectrics. — 2008. — V. 374, N 1. — P. 65—72.
5. Антипов, В. В. Формирование бидоменной структуры в пластинах монокристалла ниобата лития электротермическим методом / В. В. Антипов, А. С. Быков, М. Д. Малинкович, Ю. Н. Пархоменко // Изв. вузов. Материалы электрон. техники. — 2008. — № 3. — С. 18—22.
6. Антипов, В. В. Формирование бидоменной структуры в пластинах монокристалла ниобата лития методом импульсного светового отжига / В. В. Антипов, А. С. Быков, М. Д. Малинкович, Ю. Н. Пархоменко // Там же. — 2009. — № 3. — С. 23—26.
7. Блистанов, А. А. Кристаллы квантовой и нелинейной оптики / А. А. Блистанов. — М.: МИСиС, 2000. — 431 с.
8. Гухман, А. А. Введение в теорию подобия / А. А. Гухман. — М.: Высш. школа, 1973. — 296 с.

Работа выполнена при финансовой поддержке Минобрнауки России (контракт №14.513.12.0005).

Исследования проведены на оборудовании ЦКП «Материаловедение и металлургия» на базе НИТУ «МИСиС» в рамках ФЦП «Исследования и разработки по приоритетным направлениям развития научно-технологического комплекса России на 2007—2013 годы».